

DOI: 10.7511/jslx20200423001

气体速度对液膜在预膜板表面流动形态影响的 LBM 模拟

于蔚然, 周训, 李维仲*

(大连理工大学 海洋能源利用与节能教育部重点实验室, 大连 116024)

摘要:为了探究气流剪切作用对航空燃油在气动雾化喷嘴预膜板上流动形态的影响,首先对基于相场理论的两相流格子 Boltzmann 模型进行修正,并通过经典算例验证了修正后模型的准确性和可靠性。随后利用该模型模拟了同向气流驱动下液膜在水平预膜板表面上的流动,分析了气流速度对液膜流动形态的影响规律。研究表明,该模型可准确追踪具有大密度比的气液相界面的形态变化;气流剪切速度差会诱发两相界面出现 Kelvin-Helmholtz 不稳定性现象,因而当气体速度升高时,气流剪切速度差增大,不仅液膜流动速度随之增高,且在铺展阶段液膜会产生较高振幅的波浪面并加快铺展过程,自由表面波动增强。

关键词:液膜流动形态;格子 Boltzmann 模型;气流速度;气液界面

中图分类号: O359⁺.1

文献标志码: A

文章编号: 1007-4708(2021)01-0096-07

1 引言

在自然界及工程界普遍存在的气液两相流动现象中,两相流因其复杂的流体系统和气液相界面的不断变换,是一项具有挑战性的研究工作,因此该问题备受科学工作者的关注。气流通过界面剪切力驱动的液膜流动是一种典型的两相流动形式,也是许多传热传质设备中常见的流动形态。在航空发动机的喷雾装置中,带有预膜板的气动雾化喷嘴在进行雾化的过程中,高速流动的气体会通过界面剪切力驱动液膜在预膜板上流动并产生波浪形的气液相界面变化,且气液层有较大的密度比,同时气体雷诺数也明显高于液体。研究表明,气流的剪切作用对液膜铺展及流动形态有着重大影响。由于气液在预膜板上的流动形态直接影响预膜板唇边后部的液体雾化质量,因此,探寻不同气体速度对液膜流动形态的影响规律,对于后期液膜破碎机理的研究有着重要意义。针对气体速度对液膜流动的影响,已有研究结果显示^[1,2],气流的加速会导致液膜的传播速度增强,进而影响液膜界面的变化。本文将针对该问题进行深入的探寻并总结相应的规律。

关于液膜流动问题,已有诸多理论分析^[3,4]、

实验^[5,6]及数值模拟对其进行相关研究。但对于相界面的追踪,数值模拟方法的优越性尤为明显。目前对于多相流的数值模拟方法较为常用的是 VOF 和 Level Set 方法,此类方法已成熟地运用在液膜流动、液滴运动和沟流等模拟^[7,8]上。这类流动属于自由表面的流动,周围气体对流动的影响微乎其微,往往在数值模拟中较好处理。但是由于较高气流剪切作用下气液相界面会出现复杂的拓扑形变,VOF 和 Level Set 难于准确追踪界面位置,且现有方法很难处理气液界面处两相大密度比问题,因而找到一种可以合理处理相关问题的方法显得尤为重要。格子玻尔兹曼 LBM(Lattice Boltzmann method)^[9],一种基于分子动理论的模拟流体流动的数值方法,在经过近些年的不断发展和完善后,目前已广泛应用于多相流、湍流、相变传热和微通道驱替^[10-12]等多种复杂物理现象的模拟。发现 LBM 在追踪具有较大拓扑形变的相界面演化过程中有着独特的优势。针对用于多相流的 LBM 模型,现有模型大多只能处理中小密度比的两相流体流动^[13-16]。在涉及大密度比的多相 LBM 模型中,Liang 等^[17]提出的基于相场理论的 LBM 模型在降低假速度和保持质量守恒方面有着出色表现。从理论上讲,该模型的界面捕捉方程采用的是 AC(Allen-Cahn)方程,由于该方程具有比 CH(Cahn-Hilliard)方程低阶的扩散项,因此其在计算序参数及密度场等方面具有比基于 CH 方程模型^[18]更高

收稿日期:2020-04-23;修改稿收到日期:2020-08-16.

基金项目:国家自然科学基金(51776031)资助项目.

作者简介:李维仲*(1956-),男,博士,教授

(E-mail:wzhongli@dlut.edu.cn).

的数值精度和稳定性,同时在界面捕获中也有相应的优势,因而选择该模型处理本文提出的问题不失为良好的选择。但在使用 Liang 等^[17]模型进行计算时,由于基于相场理论的 LBM 模型在两相界面附近存在密度变化,该处的连续性方程不满足不可压缩性条件。因而本文在上述模型中引入额外的界面力来消除此影响。

概括来看,本文首先对 Liang 等^[17]提出的 LBM 模型进行修正,从而提升模型计算准确性。进而将该模型用以模拟计算本文所研究的高密度比气液两相流问题,探寻气体速度对液膜流动形态的影响,最后总结规律。

2 数学方法

2.1 基于相域理论的 LBM 两相流模型

2.1.1 控制方程

本文所采用模型包含两组 LB 方程,一组用于求解界面捕捉的 AC 方程,一组用于求解不可压缩的 Navier-Stokes(NS)方程。其中,AC 方程^[19]为

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \mathbf{u}) = \nabla \cdot [M(\nabla \phi - \lambda \mathbf{n})] \quad (1)$$

式中 \mathbf{n} 为界面处的单位法向量,

$$\mathbf{n} = \nabla \phi / |\nabla \phi| \quad (2)$$

而对于式(2)的 λ , 其定义式为

$$\lambda = 4\phi(1-\phi)/W \quad (3)$$

式中 W 为界面厚度;序参数 ϕ 在气液两相中有不同的取值,在液体中 $\phi=1$,在气体中 $\phi=0$,气液界面处 $\phi=0.5$ 。

对于不可压缩流体,带外力项^[20]的 NS 方程可表示为

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4a)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\rho(\nu \nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)] + \mathbf{F} \quad (4b)$$

式中 \mathbf{F} 为外力项总和,详见下文。

2.1.2 AC 方程的 LBM 演化方程

基于 BGK 假设,AC 方程的 LBM 演化方程可写为

$$f_i(\mathbf{x} + c_i \delta_t, t + \delta_t) - f_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau_f} [f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\mathbf{x}, t) + \delta_t F_i(\mathbf{x}, t)] \quad (5)$$

式中 τ_f 为无量纲松弛时间, $f_i(\mathbf{x}, t)$ 和 $f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)$ 为 \mathbf{x} 处 t 时刻和序参数 ϕ 相关的粒子分布函数及其对应的平衡态分布函数。 c_i 为某一方向上的离散速度, δ_t 为时间步长。本文平衡态分布函数的定

义式为

$$f_i^{eq} = \omega_i \phi (1 + c_i \cdot \mathbf{u} / c_s^2) \quad (6)$$

式中 ω_i 为权重系数,其数值取决于所选择的格子玻尔兹曼模型。对于本文所选 D2Q9 模型, ω_i 的取值为 $\omega_0=4/9, \omega_{1-4}=1/9, \omega_{5-8}=1/36$, 离散速度 c_i 为

$$\mathbf{c}_i = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

式中 $c = \delta_x / \delta_t$ 为格子速度,格子声速 $c_s = c / \sqrt{3}$ 。

在式(5)中,外力源项 F_i 的定义式为

$$F_i = \left[1 - \frac{1}{2\tau_f} \right] \omega_i c_i \left[\frac{\partial t (\phi \mathbf{u} + c_s^2 \lambda \mathbf{n})}{c_s^2} \right] \quad (8)$$

式中 时间偏导项为 $\partial_t(\phi \mathbf{u})$ ^[16,21] 用于消除将上述演化方程恢复到宏观控制方程时所产生的附加项。序参数 ϕ 为

$$\phi = \sum_i f_i \quad (9)$$

采用线性插值来获取流体的密度 ρ ,使其和序参数值保持一致,

$$\rho = \phi(\rho_l - \rho_g) + \rho_g \quad (10)$$

式中 ρ_l 和 ρ_g 分别对应两相中序参数分别为 1 和 0 时的流体密度值。通过 Chapman-Enskog 展开,可以发现 AC 方程可由式(5)求解,其中运输系数 M 定义为

$$M = c_s^2 (\tau_f - 0.5) \delta_t \quad (11)$$

2.1.3 NS 方程的 LBM 演化方程

含外力项的 NS 方程的格子 Boltzmann-BGK 演化方程可以表示为^[22]

$$g_i(\mathbf{x} + c_i \delta_t) - g_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau_g} [g_i(\mathbf{x}, t) - g_i^{eq}(\mathbf{x}, t)] + \delta_t G_i(\mathbf{x}, t) \quad (12)$$

式中 g_i 和 g_i^{eq} 分别为求解流场的分布函数及其对应的平衡态分布函数, τ_g 为相应分布函数的无量纲松弛时间。 $g_i^{eq}(\mathbf{x}, t)$ ^[16] 定义为

$$g_i^{eq} = \begin{cases} \frac{p}{c_s^2} (\omega_i - 1) + \rho s_i(\mathbf{u}) & (i=0) \\ \frac{p}{c_s^2} \omega_i + \rho s_i(\mathbf{u}) & (i \neq 0) \end{cases} \quad (13)$$

$$s_i(\mathbf{u}) = \omega_i \left[\frac{c_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(c_i \cdot \mathbf{u})^2}{2c_s^4} - \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2c_s^2} \right] \quad (14)$$

式(12)的外力源项 G_i 与现有 LB 模型中^[23-25]的表达式不同,本文采用更为简单的形式:

$$G_i = \left[1 - \frac{1}{2\tau_g} \right] \omega_i \left[\mathbf{u} \cdot \nabla \rho + \frac{c_i \cdot \mathbf{F}}{c_s^2} + \frac{\mathbf{u} \cdot \nabla \rho (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{c}_i - c_s^2 \mathbf{I})}{c_s^2} \right] \quad (15)$$

式中 \mathbf{F} 为总的外力项。

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_s + \mathbf{F}_a + \mathbf{G} \quad (16)$$

式(16)为计算中可能出现的体积力, \mathbf{F}_s 为表面张力。

$$\mathbf{F}_s = [4\beta\phi(\phi-1)(\phi-0.5) - k\nabla^2\phi] \nabla\phi \quad (17)$$

式中 β 和 k 的取值与界面厚度以及表面张力系数 σ 有关。

$$k = \frac{3}{2}\sigma W, \beta = \frac{12\sigma}{W} \quad (18)$$

基于相场理论的 LBM 模型在两相界面附近存在密度变化, 该处的连续性方程不满足不可压缩性条件, 为了消除此影响, 本文引入一个额外的界面力 $\mathbf{F}_a = q_a \mathbf{u}$ 来提高模型的准确性, 其中参数 q_a 的计算式为

$$q_a = M(\rho_l - \rho_g) [\nabla^2\phi - \nabla \cdot (\lambda n)] \quad (19)$$

在此基础上, 宏观速度和压力的计算公式修正如下:

$$\mathbf{u} = \frac{1}{\rho - 0.5q_a} \left[\sum_i c_i g_i + \frac{\delta_t}{2} (\mathbf{F}_s + \mathbf{G}) \right] \quad (20)$$

$$p = \frac{c_s^2}{(1 - \omega_0)} \left[\sum_{i \neq 0} g_i + \frac{\delta_t}{2} (\rho_l - \rho_g) \mathbf{u} \cdot \nabla\phi + \rho_s \omega_0(\mathbf{u}) \right] \quad (21)$$

另外, 通过 Chapman-Enskog 展开, 流体运动粘度由式(22)确定。

$$\nu = c_s^2 (\tau_g - 0.5) \delta_t \quad (22)$$

要注意的是, 在两相流体系中, 运动粘度系数是在变化的, 为了使其在界面处平滑过渡, 通常的处理办法是将运动粘度系数当作序参数的线性或逆线性函数^[15,26]。考虑到更简单的情况, 本文采取了线性形式计算该参数,

$$\nu = \phi(\nu_l - \nu_g) + \nu_l \quad (23)$$

式中 ν_l 和 ν_g 分别为液气两相的运动粘度系数。

3 模型验证

R-T(Rayleigh-Taylor) 不稳定性通常出现在具有密度差的界面处, 该不稳定性现象是诱发相界面发生变形破碎的重要因素^[13]。本文通过对 R-T 不稳定性现象进行模拟, 从而验证基于相场理论的 LBM 两相流修正模型的准确性。如图 1 是一个尺寸为 $L \times 4L$ 的计算域, 在该计算域内存在密度不同的两种流体, 且密度大的流体 ρ_H 置于密度小的流体 ρ_L 的上方。用于表征计算结果的无量纲数包括阿特伍德数 $A_t = (\rho_H - \rho_L) / (\rho_H + \rho_L)$ 和雷诺数 $Re = \sqrt{L^3 g / \nu}$, 其中 g 为重力加速度, 无量纲时间定义为 $t = \sqrt{L/g}$ 。计算初始时刻, 相界面处存在

振幅为 $0.1L$ 的扰动, 与此对应的计算域序参数分布为

$$\phi(x, y) = 0.5 + 0.5 \tanh \left\{ 2 \left\{ y - [2L - 0.1L \cos(2\pi x/L)] \right\} / W \right\} \quad (24)$$

模拟过程中, 计算域上下壁面为无滑移边界, 左右壁面为周期边界, 网格量设定为 256×1024 。

图 2 为 $Re=2048$, $A_t=0.5$ 时, 由 R-T 不稳定性引发的两相界面随时间的演化过程。可以看出, 由于初始时刻两相界面存在扰动, 在重力作用下, 密度大的流体往下沉(spike), 密度小的流体向上浮(bubble)。当两种流体间的剪切速度差足够大时, 则会触发 Kelvin-Helmholtz 不稳定性现象, 从而使相界面处出现卷曲变形。图 2 相界面的演化过程与文献[27,28]的计算结果基本一致。

通过以上结果证实了该模型在低密度比下捕获 R-T 不稳定性特征的能力, 但对于修正后的模型在计算高雷诺数下具有大密度比的问题, 其可靠性没有得到充分的验证, 因此接下来本文将进一步对该模型进行验证计算。文献[17,29]指出, 在 R-T 不稳定性发生初期, 界面扰动呈指数型增长, 增长规律为

$$a = a_0 e^{\alpha t} \quad (25)$$

式中 α 为增长率, a 为界面瞬时振幅, 其初始值为 a_0 。对于不可忽略表面张力的粘滞性流体来说, 其

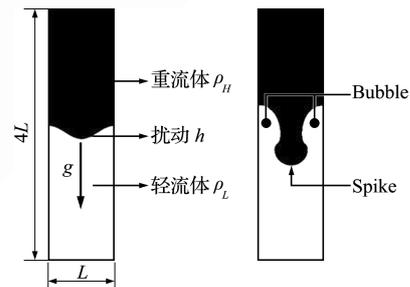


图 1 R-T 不稳定性示意图
Fig. 1 Schematic of R-T instability

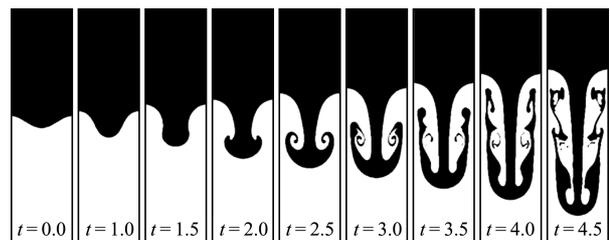


图 2 $Re=2048$, $A_t=0.5$ 时 R-T 不稳定性现象中
界面形态随时间的演化
Fig. 2 Snapshots of interface evolution for $Re=2048$
and $A_t=0.5$

增长率 α 为阿特伍德数 (A_t) 与波数 ($k=2\pi/L$) 的函数。本文无量纲波数和增长率分别定义为 $k^* = k/\sqrt[3]{g/v^2}$ 和 $\alpha^* = \alpha/\sqrt[3]{g^2/v}$ 。图 3 为当 $A_t = 0.998, 0.01 \leq k^* \leq 2.0$ 时该模型计算结果与线性解析解^[27]的结果对比。本次验证中的网格量与上文相同,但初始扰动振幅降低为 $0.01L$ 。根据 A_t 与 k^* 数值可得到本次计算的两相密度比及雷诺数范围为 $\rho_H/\rho_L = 1000, 5.6 \leq Re \leq 15749.6$ 。对比 Liang 等^[17]使用修正前模型的计算结果可得,本文计算结果更贴近于数值解析解^[29]。以上验证可充分说明,本文的修正模型可更好地捕捉大密度比下两相气液相界面的变化。

4 模拟结果与讨论

为了探究在高速气流驱动下液膜在水平预膜板表面的流动状态,构建如图 4 所示的两相流体系,气体层和液体层厚度分别为 H_g 和 H_l , 气液初始速度分别为 U_g 和 U_l , 且 $U_g > U_l$ 。液体进口速度给定为

$$u_x(y) = U_l \tanh(y/\delta) \quad (26)$$

式中 δ 为气体的涡量厚度,取 $\delta = 6 H_g / Re_g^{0.5}$, 而 $Re_g = U_g H_g / \nu_g, U_l$ 则可定义为

$$U_l = \frac{1}{H_l} \int_0^{H_l} u_x(y) dy \quad (27)$$

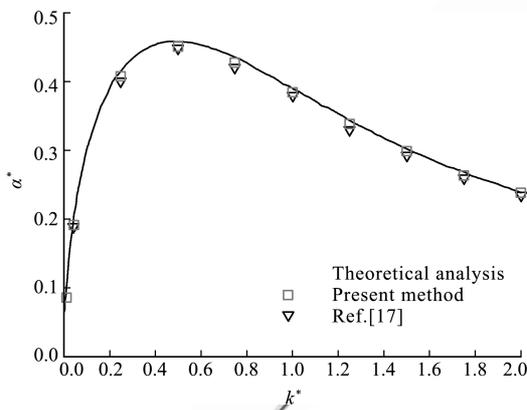


图 3 不同 k^* 下增长率 α^* 的计算结果与文献[17]和解析解^[29]的结果对比

Fig. 3 Comparison of the dimensionless growth rate obtained from the present model with ref. [17] and analytical data^[29]

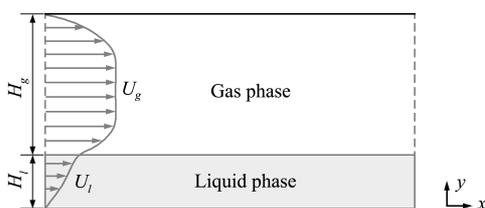


图 4 液膜流动计算域

Fig. 4 Computational domain

式中 y 为计算域竖直方向各点纵坐标值。气相初速度给定为

$$U_{(y)}/U_g = 2\eta - 3\eta^3 + \eta^4, \eta = y/\delta \quad (28)$$

计算域网格量在进行网格无关性验证后定为 $N_x \times N_y = 400 \times 800$, 实际尺寸取 $4 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} (x \times y)$, 密度比 $\rho_l/\rho_g = 770/3.76$, 粘度比 $\nu_l/\nu_g = 3.38$, 气液厚度比 $H_g/H_l = 24$ 。本文设置了三组气液相关物理参数值列入表 1, 通过改变气相速度 U_g 从而改变无量纲参数 Re_g , 其余数值均保持不变。

图 5 给出了在 $Re_g = 5592.377$ (表 1 中 Case 3) 时液膜在预膜板表面铺展形态的变化。随着演化的进行,可以看出在气流的剪切作用下,液膜表面逐渐形成波浪形突起并向右推进,直至离开计算区域。液膜表面形成波浪形突起是由于气液两相间的速度差造成的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性引起的,这与 Baptiste 等^[30]对该速度比下的液膜流动形态描述相符。

图 6 分别描绘了表 1 中 Case 1~3 不同气流速度下气液相界面的变化。可见随着气体速度的增大,气体驱动液膜形态改变的进程也在加快,流体界面波动幅度增大。事实上,随着入口气体速度

表 1 物理参数的设置

Tab. 1 Parameter setup

Case	$\frac{\nu_l}{\nu_g}$	$\frac{\rho_l}{\rho_g}$	$Re_g \left(\frac{U_g H_g}{\nu_g} \right)$	$Re_l \left(\frac{U_l H_l}{\nu_l} \right)$	$P \left(\frac{\rho_g U_g^2}{\rho_l U_l^2} \right)$	$\frac{U_g}{U_l}$
1			2796.189		1.283	16.200
2	0.295	204.787	4194.283	24.363	2.886	24.310
3			5592.377		5.131	32.410

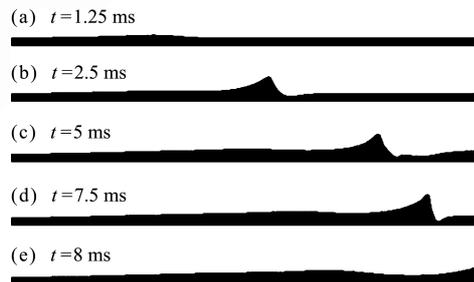


图 5 Case 3 中气液界面随时间的演化

Fig. 5 Temporal evolution of interface location for case 3

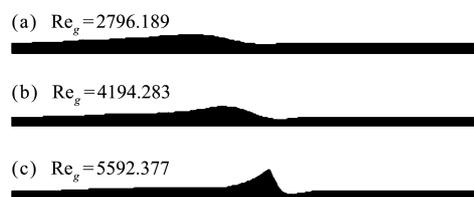


图 6 Case 1~3 在 $t = 2.5 \text{ ms}$ 时气液界面状态

Fig. 6 Case 1~3 snapshots of gas-liquid interface at $t = 2.5 \text{ ms}$

的增加,气液间的剪切速度差也随之增加,较高的速度差会导致更强的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性现象,从而在气液界面掀起更高振幅的波浪。为了更好地比较气流速度对气液相界面波动的影响,本文统计了计算域中液膜的厚度峰值 A 随时间的变化。如图 7 所示,纵坐标 A/H_i 代表各时刻液膜厚度峰值与初始液膜厚度的比。随着演化的开始,气液间的剪切速度差引起的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性现象使相界面出现扰动,液膜表面出现表面波,液膜厚度峰值有所提升,并随着演化的进行不断波动。当气体速度较小时,液膜在气体剪切力作用下产生较小振幅的表面波并向前推进直至流出计算域,待气液两相体系稳定后气液界面会出现周期性微小波动,液膜厚度基本保持稳定。随着气体速度的提升,液膜表面出现更为频繁且大振幅的波动。当 $Re_g = 5592.377$, 演化进行到一定阶段后,可以明显看到规律性的波浪出现直至离开,从而出现图 7 液膜厚度峰值的周期性波动。这也印证了本文所述,气体速度的提高增大了气液相界面的不稳定性及波动性。

图 8 描述了不同气体速度下在 $t = 25$ ms 时刻液膜沿预膜板流动的速度,并与液膜入口速度 U_i

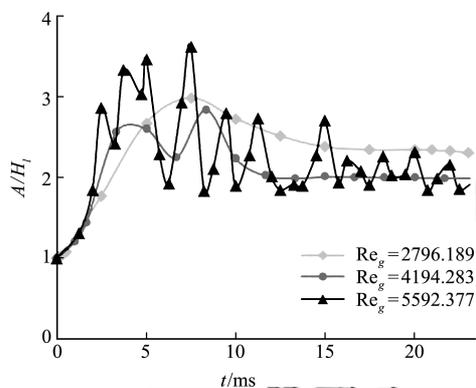


图 7 Case 1~3 中液膜峰值随时间的变化

Fig. 7 Time variations of the liquid film peak location in case 1~3

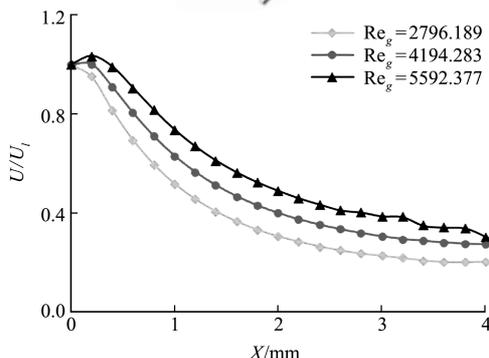


图 8 Case 1~3 中 Re_g 对液膜流动速度的影响

Fig. 8 Effects of Re_g on the liquid film in case 1~3

进行比较。可以看出,液膜流动速度在经历轻微增长后沿着板面逐渐下降趋于稳定。这是因为在气液开始相互作用的入口段,液膜受到气流剪切力的作用速度增高,而后期随着液膜不断向后铺展,在流体粘滞力的影响下又逐渐降低。气体速度很大程度影响液膜速度,液膜速度随气体驱动速度的增大而增大。最后本文讨论了气体速度对平均液膜厚度的影响。平均液膜厚度是流体流动的一个重要参数,二维流动中的平均液膜厚度相当于预膜板上的液体持液量,反应液体流量的变化。本文平均液膜厚度定义为 $H = Q/L$, L 为液膜板长度,初始时刻 $Q_0 = H_i L$ 。如图 9 所示,与本文液膜表面状态相对应,气体雷诺数的增高引起波液膜表面的波浪形变化,计算域内的液膜平均厚度也随之发生相应的波动。可以看出,随着气体速度的升高,液膜的平均厚度随之降低^[30],这是因为在高速气流作用下,相同的时间里液膜会以更快速度向后铺展,减少了液膜在预膜板后段的堆积,因而固定长度段的平均液膜厚度相应降低,这与图 8 气液间剪切力的增大会促进液膜的流动结论相一致。

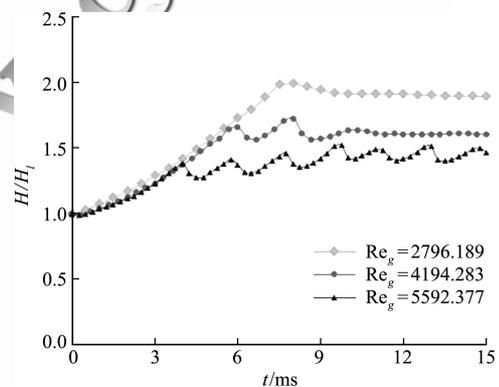


图 9 Case 1~3 中 Re_g 对平均液膜厚度的影响

Fig. 9 Effects of Re_g on the average velocity of liquid film thickness in case 1~3

5 结论

本文对 Liang 等^[17]提出的基于相场理论的 LBM 模型进行修正,通过引入一个额外的界面力来消除两相界面间由于密度变化而导致无法满足体系不可压缩条件的影响,并验证了其实用性。而后使用该模型对于不同气体速度下液膜流动形态进行模拟,并总结了相应的规律。

(1) 经过修正后的模型能更好地模拟较大密度比条件下的两相流问题,且对于气液相界面变化的捕捉更为准确。

(2) 气体雷诺数增高时,气体驱动液膜在预膜

板上的流动速度随之增高,同时会引起气液相界面间出现更大振幅的表面波。

(3) 高雷诺数气体驱动下液膜流动速度较快,因而预膜板上液膜平均厚度降低,液膜堆积现象减弱。

参考文献(References):

- [1] Ebner J, Schober P, Schafer O, et al. Modelling of shear-driven liquid wall films: Effect of accelerated air flow on the film flow propagation [J]. *Progress in Computational Fluid Dynamics An International Journal*, 2004, **4**(3/4/5): 183.
- [2] 王科,叶晶,龚圣捷,等. 剪切应力影响下近壁微液膜测量技术及波动特性研究 [J]. *机械工程学报*, 2017, **53**(24): 70-76. (WANG Ke, YE Jing, GONG Sheng-jie, et al. Experimental study on the dynamics of a thin liquid film under shearing force [J]. *Chinese Journal of Mechanical Engineering*, 2017, **53**(24): 70-76. (in Chinese))
- [3] 胡军,胡国辉,孙德军,等. 沿平板下落薄膜流动的研究综述 [J]. *力学进展*, 2005, **35**(2): 161-169. (HU Jun, HU Guo-hui, SUN De-jun, et al. A review on thin films falling along an inclined plane [J]. *Advances in Mechanics*, 2005, **35**(2): 161-169. (in Chinese))
- [4] Oron A, Davis S H, Bankoff S G. Long-scale evolution of thin liquid films [J]. *Reviews of Modern Physics*, 1997, **69**(3): 931-980.
- [5] Kapitza P L, Kapitza S P. *Wave Flow of Thin Layers of a Viscous Fluid* [M]. Amsterdam: Elsevier, 1965.
- [6] 卢川,段日强,姜胜耀. 下降液膜的阴影成像法研究以及数值图像处理 [J]. *核动力工程*, 2008, **29**(3): 119-123. (LU Chuan, DUAN Ri-qiang, JIANG Sheng-yao. Numerical image processing of shadowgraphs for falling film [J]. *Nuclear Power Engineering*, 2008, **29**(3): 119-123. (in Chinese))
- [7] Wang Z, Zou Q, Reeve D. Simulation of spilling breaking waves using a two phase flow CFD model [J]. *Computers & Fluids*, 2009, **38**(10): 1995-2005.
- [8] Dou H S, Phan-Thien N, Khoo B C, et al. Simulation of front evolving liquid film flowing down an inclined plate using level set method [J]. *Computational Mechanics*, 2004, **34**(4): 271-281.
- [9] He X, Doolen G D. Thermodynamic foundations of kinetic theory and lattice Boltzmann models for multiphase flows [J]. *Journal of Statistical Physics*, 2002, **107**(1-2): 309-328.
- [10] Grunau D, Chen S Y, Eggert K. A lattice Boltzmann model for multiphase fluid flows [J]. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1993, **5**(10): 2557-2562.
- [11] Lallemand P, Luo L S. Theory of the lattice Boltzmann method: Dispersion, dissipation, isotropy, Galilean invariance, and stability [J]. *Physical Review E*, 2000, **61**(6): 6546.
- [12] He X Y, Zou Q S, Luo L S, et al. Analytic solutions of simple flows and analysis of nonslip boundary conditions for the lattice Boltzmann BGK model [J]. *Journal of Statistical Physics*, 1997, **87**(1-2): 115-136.
- [13] He X Y, Chen S Y, Zhang R Y. A lattice Boltzmann scheme for incompressible multiphase flow and its application in simulation of Rayleigh-Taylor instability [J]. *Journal of Computational Physics*, 1999, **152**(2): 642-663.
- [14] Lee T, Lin C L. A stable discretization of the lattice Boltzmann equation for simulation of incompressible two-phase flows at high density ratio [J]. *Journal of Computational Physics*, 2005, **206**(1): 16-47.
- [15] Lee T, Lin L. Lattice Boltzmann simulations of micron-scale drop impact on dry surfaces [J]. *Journal of Computational Physics*, 2010, **229**(20): 8045-8063.
- [16] Liang H, Shi B C, Guo Z L, et al. Phase-field-based multiple-relaxation-time lattice Boltzmann model for incompressible multiphase flows [J]. *Physical Review E*, 2014, **89**(5): 053320.
- [17] Liang H, Xu J R, Chen J X, et al. Phase-field-based lattice Boltzmann modeling of large-density-ratio two-phase flows [J]. *Physical Review E*, 2018, **97**(3): 033309.
- [18] Wang H L, Chai Z H, Shi B C, et al. Comparative study of the lattice Boltzmann models for Allen-Cahn and Cahn-Hilliard equations [J]. *Physical Review E*, 2016, **94**(3): 033304.
- [19] Chai Z H, Sun D K, Wang H L, et al. A comparative study of local and nonlocal Allen-Cahn equations with mass conservation [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, **122**: 631-642.
- [20] Unverdi S O, Tryggvason G. A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flows [J]. *Journal of Computational Physics*, 1992, **100**(1): 25-37.
- [21] Shi B C, Guo Z L. Lattice Boltzmann model for nonlinear convection-diffusion equations [J]. *Physical Review E*, 2009, **79**: 016701.
- [22] Guo Z L, Zheng C G, Shi B C. Discrete lattice effects on the forcing term in the lattice Boltzmann method [J]. *Physical Review E*, 2002, **65**(4): 046308.
- [23] Zu Y Q, He S. Phase-field-based lattice Boltzmann model for incompressible binary fluid systems with

- density and viscosity contrasts[J]. *Physical Review E*, 2013, **87**(4):1-23.
- [24] Ren F, Song B W, Sukop M C, et al. Improved lattice Boltzmann modeling of binary flow based on the conservative Allen-Cahn equation[J]. *Physical Review E*, 2016, **94**(2):023311.
- [25] Fakhari A, Bolster D. Diffuse interface modeling of three-phase contact line dynamics on curved boundaries; A lattice Boltzmann model for large density and viscosity ratios[J]. *Journal of Computational Physics*, 2017, **334**:620-638.
- [26] Yan Y Y, Zu Y Q. A lattice Boltzmann method for incompressible two-phase flows on partial wetting surface with large density ratio[J]. *Journal of Computational Physics*, 2007, **227**(1):763-775.
- [27] Chen S, Tölke J, Krafczyk M. Simple lattice Boltzmann subgrid-scale model for convectional flows with high Rayleigh numbers within an enclosed circular annular cavity[J]. *Physical Review E*, 2009, **80**(2):026702.
- [28] Terashima H, Tryggvason G. A front-tracking/ghost-fluid method for fluid interfaces in compressible flows[J]. *Journal of Computational Physics*, 2009, **228**(11):4012-4037.
- [29] Schott B, Rasthofer U, Gravemeier V, et al. A face-oriented stabilized Nitsche-type extended variational multiscale method for incompressible two-phase flow[J]. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 2015, **104**(7):721-748.
- [30] Déjean B, Berthoumieu P, Gajan P. Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet, Part I: Liquid and air thicknesses [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2016, **79**:202-213.

LBM analysis of the effects of gas velocity on the flow pattern of liquid film on the pre-filming surface

YU Wei-ran, ZHOU Xun, LI Wei-zhong

(Key Laboratory of Ocean Energy Utilization and Energy Conservation of Ministry of Education, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

Abstract: In order to investigate the shearing effects of airflow of aviation fuel on the flow pattern on the pre-filming surface in the airblast atomizers, this paper firstly modifies the phase-field-based lattice Boltzmann model for two-phase flows in the literature, then verifies its accuracy and reliability through a benchmark case. Afterward, the model is used to simulate the flow of liquid film on the pre-filming surface driven by co-current airflow, and the influence of airflow on the flow pattern of liquid film under different air velocities has been analyzed. Numerical results indicate that the present model can accurately track the morphological changes of the gas-liquid interface with a large density ratio. The velocity difference between gas and liquid induces the Kelvin-Helmholtz instability at the interface. Therefore, when the gas velocity increases, the shearing effects of gas enhances arousing higher amplitude surface-waves. Besides, the spreading process of liquid film on the pre-filming surface is accelerated. The volatility of free surface is enhanced as well.

Key words: liquid film flow pattern; lattice boltzmann model; gas velocity; gas-liquid interface

引用本文/Cite this paper:

于蔚然, 周训, 李维仲. 气体速度对液膜在预膜板表面流动形态影响的 LBM 模拟[J]. 计算力学学报, 2021, **38**(1):96-102.

YU Wei-ran, ZHOU Xun, LI Wei-zhong. LBM analysis of the effects of gas velocity on the flow pattern of liquid film on the pre-filming surface[J]. *Chinese Journal of Computational Mechanics*, 2021, **38**(1):96-102.